

## Диагонализация пропагатора нейтрино в среде

*Воронин Дмитрий Михайлович*

*Иркутский государственный университет*

*Калошин Александр Евгеньевич, д.ф.-м.н.*

*dimon-woronin@yandex.ru*

В настоящее время физика нейтрино является одной из наиболее актуальных областей науки [1, 2]. Задача о прохождении нейтрино через вещество связана с проблемой дефицита солнечных нейтрино и резонансным усилением осцилляций [3, 4, 5].

При рассмотрении задачи в рамках квантовой теории поля, центральным объектом является пропагатор фермиона в среде. Мы хотим решать задачу на собственные значения для обратного пропагатора  $S(p, u)$  в матричном виде:

$$S\Pi = \lambda\Pi, \quad (1)$$

где  $\Pi$  – собственный проектор. В результате решения задачи мы можем записать обратный пропагатор в виде разложения по полному ортогональному базису, составленному из проекторов:

$$S(p, u) = \sum_{i=1}^4 \lambda_i \Pi_i. \quad (2)$$

После этого пропагатор  $G(p, u)$  выглядит так:

$$G(p, u) = \sum_{i=1}^4 \frac{1}{\lambda_i} \Pi_i. \quad (3)$$

Полюса пропагатора  $G(p, u)$  – это нули собственных значений  $\lambda_i$ . Из формулы (3) видно, что  $G(p, u)$  выглядит как сумма полюсов, каждый из которых отвечает за свой закон дисперсии.

Пропагатор фермиона в среде зависит от двух 4-мерных векторов: импульса частицы  $p$  и скорости среды  $u$  [5, 6]. При разложении по гамма-матричному базису существуют восемь независимых членов разложения. Вместо гамма-матричного базиса мы будем использовать более удобный базис. Во-первых, мы будем использовать немассовые энергетические операторы:

$$\Lambda^\pm = \frac{1}{2}(1 \pm \hat{n}), \quad \hat{n} = \frac{\hat{p}}{W}, \quad W = \sqrt{p^2}. \quad (4)$$

Во-вторых, мы построим обобщенные спиновые проекторы. Для этого нам понадобится вектор  $z^\mu$ , являющийся линейной комбинацией векторов  $p$  и  $u$ , которая обладает свойствами вектора поляризации:

$$z^\mu = b(p^\mu(u\rho) - u^\mu p^2), \quad b^2 = 1/(p^2[(u\rho)^2 - p^2]). \quad (5)$$

Используя  $z^\mu$ , построим обобщенные спиновые проекторы вида:

$$\Sigma^\pm = \frac{1}{2}(1 \pm \gamma^5 \hat{z} \hat{n}), \quad \Sigma^\pm \Sigma^\pm = \Sigma^\pm, \quad \Sigma^\pm \Sigma^\mp = 0. \quad (6)$$

$\Sigma^\pm$  коммутирует со всеми слагаемыми разложения обратного пропагатора  $S(p, u)$ . Используя  $\Lambda^\pm$  и  $\Sigma^\pm$ , можно построить базис:

$$\begin{aligned} R_1 &= \Sigma^- \Lambda^+, \quad R_3 = \Sigma^- \Lambda^+ \gamma^5, & R_5 &= \Sigma^+ \Lambda^+, \quad R_7 = \Sigma^+ \Lambda^+ \gamma^5, \\ R_2 &= \Sigma^- \Lambda^-, \quad R_4 = \Sigma^- \Lambda^- \gamma^5, & R_6 &= \Sigma^+ \Lambda^-, \quad R_8 = \Sigma^+ \Lambda^- \gamma^5 \end{aligned} \quad (7)$$

и применять его для разложения обратного пропагатора:

$$S = \sum_{i=1}^8 A_i R_i. \quad (8)$$

где  $A_i$  - коэффициенты разложения. Элементы базиса  $R_1 \dots R_8$  обладают более простыми алгебраическими свойствами, чем элементы обычного гамма-матричного базиса.

Использование базиса (7) позволяет решить задачу (1) в общем виде. Для наглядности рассмотрим случай Стандартной модели, когда обратный пропагатор фермиона в среде выглядит так:

$$S = \hat{p} - m + \alpha \hat{u}(1 - \gamma^5), \quad (9)$$

где  $\alpha$  - параметр, характеризующий состав среды.

Для обратного пропагатора (9) получаем:

$$\lambda_{1,2} = -m \pm W \sqrt{1 + 2K^+}, \quad \lambda_{3,4} = -m \pm W \sqrt{1 + 2K^-}, \quad (10)$$

$$\Pi_{1,2} = \frac{1}{2} \Sigma^- \left[ 1 \pm \frac{\hat{n}}{\sqrt{1 + 2K^+}} (1 + K^+ (1 - \gamma^5)) \right], \quad \Pi_{3,4} = \frac{1}{2} \Sigma^+ \left[ 1 \pm \frac{\hat{n}}{\sqrt{1 + 2K^-}} (1 + K^- (1 - \gamma^5)) \right], \quad (11)$$

где

$$K^\pm = \frac{\alpha}{W^2} \left( (pu) \pm \sqrt{(up)^2 - W^2} \right). \quad (12)$$

В результате было построено спектральное представление пропагатора (3), в котором каждое слагаемое связано с определенным законом дисперсии в среде. Особую роль играют найденные нами обобщенные спиновые проекторы  $\Sigma^\pm$ , которые существенно упрощают алгебраические вычисления. В частном случае, когда среда покоится, оператор  $\Sigma^\pm$  является проектором на состояние с определенной спиральностью, что соответствует результатам работы [6].

Список публикаций:

- [1] Giunti C., Kim C. W. // *Fundamentals of Neutrino Physics and Astrophysics*. Oxford, UK: Univ. Pr. (2007) 710.
- [2] Bilenky S. M. // *Neutrino in Standard Model and beyond*. Phys.Part.Nucl. 46 (2015) № 4, 475.
- [3] Wolfenstein L. // *Phys.Rev.* D17 (1978) 2369.
- [4] Mikheev S., Smirnov A. // *Sov.J.Nucl.Phys* 42 (1985) 913.
- [5] Blennow M., Smirnov A. Y. // *Neutrino propagation in matter*. Adv.High Energy Phys. 2013 (2013) 972485.
- [6] Grigorev A., Studenikin A., Ternov A. // *Quantum theory of neutrino spin light in dense matter*. Phys.Lett. B622 (2005) 199.

## Динамика и трансформация структуры связанных магнитных вихрей в трехслойных наностолбиках при воздействии магнитного поля и поляризованного тока

**Ганеев Артур Адикович**

Степанов Станислав Викторович, Екомасов Андрей Евгеньевич

Башикирский государственный университет

Екомасов Евгений Григорьевич, д.ф.-м.н.

[ganeearthur@yandex.ru](mailto:ganeearthur@yandex.ru)

Одной из актуальных физических проблем является разработка нового поколения высокоскоростных и эргономичных электронных устройств. Явление переключения и возбуждения осцилляций намагниченности в магнитных наноструктурах, с помощью тока достаточно большой плотности, поляризованного по спину [1], позволит увеличить скорости жестких дисков и устройств магнитной памяти до терагерцового уровня. Частоты, возбуждаемых с помощью переноса спинового момента, осцилляций намагниченности в магнитных наноструктурах, могут быть перенастраиваемы, с помощью приложения внешних магнитных полей и токов, и использованы для создания перспективных радиотехнических приложений. В настоящее время большой интерес привлекает спин-трансферный наногенератор (СТНГ) СВЧ, который отличается значительной выходной мощностью, небольшой шириной и относительно большим спектром частот, даже без приложения внешнего магнитного поля. Большинство таких структур имеет два магнитных слоя, разделенных немагнитной прослойкой.

В работе исследуется СТНГ, состоящий из трёх слоёв (пермалловый (Py) 4 нм/Cu - 10 нм/Py -15 нм) кругового сечения диаметром 400, 200 и 120 нм. Намагниченности обоих магнитных слоев находятся в вихревом состоянии. Рассматривается случай, когда два магнитных слоя взаимодействуют через поля размагничивания и спин-поляризованный ток и, при этом, система находится во внешнем магнитном поле,